О ФОТОЭФФЕКТЕ НА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДАХ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

И.А.Фомин

Недавно опубликованы результаты экспериментов по наблюдению фотоэффекта на отрицательных зарядах в жидком гелии [1]. Кривая зависимости фототока от длины волны падающего света λ представляет собой ряд чередующихся максимумов и минимумов, их положения на экспериментальной кривой согласуются с теоретическим расчетом для электрона в сферически симметричной прямоугольной яме, глубина которой $V_0 = 1{,}02$ *эв*, а радиус a между 21,0 и 21,4 Å. Однако, на экспериментальной кривой присутствует "лишний" максимум ($\lambda = 1{,}28$ *мк*), он находится вблизи порога фотоэффекта, и его величина гораздо чувствительнее к изменениям температуры, чем величины других максимумов, при $T = 1{,}3^\circ$K он почти исчезает. Авторы [1] предлагают объяснить наличие этого максимума возможностью электронного перехода со схлопыванием пузырька, который, как известно, образуется вокруг электрона в гелии. Это объяснение не может быть верным, поскольку вероятность такого перехода должна быть ничтожной из-за сильного различия частот, соответствующих электронным переходам и частот колебаний пузырька, они отличаются на четыре порядка.

Правильное объяснение, по-видимому, такое: радиус пузырька имеет несколько меньшую величину (оценки проведены для $a = 20{,}3$ Å) тогда, как видно из теоретической кривой, приведенной в [1], существует максимум вблизи порога фотоэффекта, его положение примерно совпадает с положением "лишнего" максимума на экспериментальной кривой. С повышением температуры, как будет показано, радиус пузырька увеличивается и все максимумы и минимумы смещаются в сторону меньших энергий. Величина ближайшего к порогу максимума должна при этом уменьшаться, поскольку при приближении к порогу сечение фотоэффекта стремится к нулю. Численные оценки свидетельствуют в пользу такого объяснения.

Радиус пузырька a связан с коэффициентом поверхностного натяжения гелия α формулой: $a^4 = \hbar^2 \xi_1^2 / 8\pi m\alpha$, здесь ξ_1 – первый корень уравнения $\xi \operatorname{ctg} \xi = -\eta_{\xi}$ $\eta^2 + \xi^2 = 2mV_0 a^2/\hbar^2$, в нашем случае ($V_0 = 1{,}02$ *эв*, $a = 20{,}3$ Å) $\xi_1^2 = 7{,}84$. α уменьшается с температурой по закону, полученному Аткинсом [2]. Используя этот закон и учитывая, что $\delta a / a = -4 \, {}^{\delta\alpha}/\alpha$, имеем:

$$\frac{\delta a}{a} = 0{,}033 \frac{\rho^{2/3} T^{7/3}}{\hbar^{4/3} \alpha_0^{7/3}}.$$

Здесь ρ обозначает плотность гелия в *г/см*^{2}, а T – температуру в эргах. При повышении температуры от 0,7 до $1{,}3^\circ$K $\delta a / a_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-2}$, что соответствует увеличению радиуса пузырька на 0,29 Å.

Величина фототока пропорциональна сечению фотоэффекта на системе "электрон внутри пузырька". Сечение фотоэффекта на заряде в прямоугольной потенциальной яме было посчитано Брейтом и Кондоном [3]:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{a^2 \epsilon^3}{n_1^2 (E+\epsilon)^3} \left(\frac{E}{\epsilon}\right)^{3/2} \frac{\gamma^2 \xi_1^2 (\sin \xi_E / \xi_E - \cos \xi_E)^2}{(1+\eta_1)[\xi_E^2 \eta_E^2 \sin^2 \xi_E + (\gamma^2/\xi_E \sin \xi_E + \eta_E^2 \cos \xi_E)^2]}.$$

Обозначения здесь такие: E – энергия электрона, выбитого из ямы; $-\epsilon$ – энергия основного состояния, $\eta_1^2 = 2m\epsilon a^2/\hbar^2$, $\gamma^2 = 2mV_0 a^2/\hbar^2$

$\xi_E^2 = 2m(V_0+\epsilon)c^2/\hbar^2$, $\eta_E^2 = 2mEa^2/\hbar^2$, $e, \hbar, c, m$ – мировые константы.

Скорость изменения высоты максимума с изменением радиуса ямы характеризуется производной

$$\left(\frac{d\sigma}{da}\right)_{E_{max}} = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial a} + \frac{\partial\sigma}{\partial E}\frac{dE_{max}}{da}\right)_{E_{max}} = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial a}\right)_{E_{max}}.$$

Вычисления для ближайшего к порогу максимума дают в нашем случае очень бо́льшую величину

$$\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\sigma}{\partial a} \simeq -\frac{82}{a}.$$

При изменении радиуса на 0,28 Å $\delta\sigma/\sigma \simeq -1{,}1$, т.е. сечение меняется на величину порядка его самого. На величины других максимумов изменение радиуса влияет слабее; для второго от порога (главного) максимума

$$\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\sigma}{\partial a} \simeq \frac{8{,}2}{a},$$

т.е. $\delta\sigma/\sigma = 0{,}11$, а для третьего максимума

$$\frac{1}{\sigma}\frac{\partial\sigma}{\partial a} \simeq \frac{11{,}5}{a},$$

$\delta\sigma/\sigma \approx 0{,}16$ при $\delta a = 0{,}28$ Å. То есть оба максимума слегка увеличатся, при этом они сместятся влево – второй на 0,04 *эв*, а третий – на 0,06 *эв*.

Хорошей проверкой предложенного объяснения могли бы служить эксперименты, аналогичные [1] с приложением давления. Под действием давления в 9,1 *см* рт.ст. радиус пузырька уменьшится на столько же, на сколько он увеличился при повышении температуры от 0,7 до 1,3°K и максимум вблизи порога должен вновь появиться.

В приведенном рассмотрении не были учтены флуктуации радиуса пузырька, хотя они довольно велики. Если предположить, что пузырек меняет объем, оставаясь сферическим, то для флуктуации радиуса получим, пользуясь термодинамической теорией $\overline{(\delta a)^2} = T/32\pi a$ при T=1°K, $\sqrt{\overline{(\delta a)^2}} \simeq 2{,}4 \cdot 10^{-9}$ *см*. Это примерно равно вычисленному температурному расширению. Однако учет флуктуаций не скажется существенным образом на результатах, поскольку флуктуации приводят к изменению положений максимумов сечения лишь во втором порядке по $\delta a/a$, в то время как изменение равновесного значения радиуса – в первом.

Уширение линий, вызванное флуктуациями радиуса, приведет к тому, что минимумы сечения уже не будут нулями, однако величина их останется очень малой. Отношение величины сечения в минимуме 1,66 *эв* к величине сечения в главном максимуме при $T = 1°K$ должно быть $\sim 5 \cdot 10^{-3}$, а в минимуме 2,48 *эв* $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. На экспериментальной кривой эти отношения значительно больше.

Автор признателен Л.П.Питаевскому за полезные обсуждения.

Институт
теоретической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
16 октября 1967 г.

Литература

[1] J.A.Northby, T.M.Sanders. Phys. Rev. Lett., 18, 1184, 1967.
[2] K.R.Atkins. Canad. J.Phys., 31, 1165, 1953.
[3] G.Breit, E.U.Condon. Phys. Rev., 49, 904, 1936.

О ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ СОЛНЦА

Н.М.Полиевктов-Николадзе

Противоречие следствий уравнений Эйнштейна, результатам измерений Дикке и Гольденберга [1] приводит к обсуждению гравитационного искривления световых лучей. Пусть $\delta_\gamma = 1 - \beta\beta_\text{Э}^{-1}$, где β – эмпирический угол отклонения луча на краю Солнца, $\beta_\text{Э}$ – эйнштейновское значение (1,75"). Эмпирические данные [2] позволяют предположить, что $\delta_\gamma \sim -0{,}1$. Если допустить существование неметрического (независящего от тензора кривизны) гравитационного поля, то тогда, согласно [3], $\delta_\gamma = (2\omega + 4)^{-1}$, где ω – универсальная постоянная. Оценка по вращению перигелия приводит к $\omega > 6$ и к $0 < \delta_\gamma < 6\%$, что заведомо противоречит опыту, если $\delta_\gamma < 0$.

Рассмотрим метрическую теорию [4]. В простейшем случае неэйнштейновские уравнения тяготения имеют следующий вид:

$$R^i_k - \frac{1}{2} R\delta^i_k + \zeta^2_n \delta^i_k - \zeta^i_k + Y^i_k = \kappa_1 T^i_k, \quad (Y^i_k = \zeta R^i_k - \frac{1}{2} X \delta^i_k), \quad (1)$$